Ueber den Einfluß eines elektrischen Feldes auf die Emission der Li-, Na- und K-Atome

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

DER NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT
DER JOHANN WOLFGANG GOETHE-UNIVERSITÄT
ZU FRANKFURT AM MAIN

vorgelegt von

Fritz Weller
aus Frankfurt am Main

1939

Dissertationsdruckerei F. W. Kalbfleisch in Gelnhausen

1. Gutachter: Professor Dr. M. Czerny.

2. Gutachter: Professor Dr. E. Madelung.

Tag der mündlichen Prüfung: 20. 12. 1938.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Ueber den Einfluß des elektrischen Feldes auf die Emission der Li-, Na- und K-Atome.

Nach der Entdeckung des Zeeman-Effektes vermutete W. Voigt[1]) mit Recht ein elektrisches Analogon, aber seine Kenntnis des Atommodells reichte nicht aus, eine Theorie mit Erfolg durchzuführen. Bei den von ihm gemachten Voraussetzungen ergab sich keine Beeinflussung der Spektrallinien durch ein elektrisches Feld. Es blieb J. Stark[2]) vorbehalten, durch seine geschickte Anordnung einen Einfluß auf die Emission des Wasserstoffatoms festzustellen. Der Effekt besteht in einer Aufspaltung der einfachen Linien der Balmerserie in mehrere polarisierte Komponenten proportional zur Feldstärke. In zahlreichen Arbeiten wurde die Theorie dieses Effektes an Wasserstoff auf klassischer und wellenmechanischer Grundlage behandelt. Inzwischen sind viele Elemente, vor allem die Edelgase, auf den Effekt hin untersucht worden. Dabei ergaben sich weitere Typen der Beeinflussung: Rot- und Violettverschiebungen, der Feldstärke oder ihrem Quadrat proportional, ferner neue Linien, die sich als durch die Auswahlregel $\Delta l = \pm 1$ verbotene Übergänge darstellen ließen.

Die bisherigen Arbeiten über den Starkeffekt der Alkalien.

Wenn die Ergebnisse über den Einfluß des elektrischen Feldes auf die Emission der Alkaliatome sehr unvollkommen und bei den verschiedenen Autoren wenig übereinstimmend sind, so mag das darin begründet sein, daß der Untersuchung des Starkeffektes der Alkalien außerordentliche Schwierigkeiten entgegentreten. Darauf werde ich noch zurückkommen. Zunächst will

ich kurz zusammenstellen, welche Resultate vorliegen und wie sie zu bewerten sind.

a). Schon in ihrer ersten Veröffentlichung über den Einfluß des elektrischen Feldes brachten J. Stark und K. Kirschbaum[3]) Beobachtungen an Li. Diese Messungen wurden inzwischen von zahlreichen Autoren wiederholt und erweitert. Von allen diesen möchte ich nur eine Arbeit von A. Poirot[4]) erwähnen, die eine der letzten und umfangreichsten ist. Poirot beobachtete die Linie 2p—md, m = 4, 5, 6, 7 der ersten und 2p—ms, m = 5, 6, 7 der zweiten Nebenserie bei verschiedenen Feldstärken und verglich seine Ergebnisse mit allen früheren. Auch an den Linien der Hauptserie ist eine Einwirkung festgestellt worden. Von dieser Serie haben J. Stark und H. Kirschbaum[3]) das Glied 2s—3p, M. Ritter[5]) das Glied 2s—5p untersucht und eine geringe Rotverschiebung dem Quadrat der Feldstärke proportional beobachtet.

Es mag überflüssig erscheinen, der großen Zahl von Untersuchungen neue hinzuzufügen. Die starken Abweichungen der Ergebnisse veranlaßten mich aber, unter schärfsten Versuchsbedingungen die Beobachtungen an der ersten Nebenserie von Li zu wiederholen.

b). Über Na liegen nur wenige Ergebnisse vor. Von J. Stark und Hardtke[6]) wurden die Dupletts $2p_i$—4d und $2p_i$—5d, von T. Takamine[7]) das Duplett $2p_i$—4d der ersten Nebenserie untersucht. Bei etwa gleich großen Feldern (ca. 25 KV/cm) erhält Takamine eine Rotverschiebung, die das Vierfache der von Stark und Hardtke gemessenen beträgt. Die Resultate von A. Poirot[4]), der die Dupletts $2p_i$—5d und $2p_i$—6d untersucht, lassen sich nur schwer mit den früheren vergleichen, doch erscheint es auffällig, daß er für die Glieder des gleichen Dupletts Verschiebungen findet, die untereinander mehr differieren, als man es bei der geringen Energiedifferenz erwarten könnte. Poirot findet außer den Verschiebungen der Linien auch neu auftretende Komponenten, die er als die Linien 2p—5f bzw. 2p—6f identifiziert. Von Stark und Kirschbaum[3]) und von Ladenburg[8]) wurde das Hauptseriendublett 2s—$2p_i$ in Absorption

untersucht und eine Frequenzänderung proportional dem Quadrat der Feldstärke beobachtet.

Über die Abhängigkeit der Verschiebung der Linien $2p_i$—md wie der im Feld auftretenden Linien von der Feldstärke läßt sich aus diesen Arbeiten nichts entnehmen.

c). Die einzige mir bekannte Messung an K wurde von Grotrian und Ramsauer[9]) gemacht, die das zweite und dritte Glied der Hauptserie in Absorption untersuchten und eine Rotverschiebung proportional dem Quadrat der Feldstärke fanden.

Theorie.

Eine mathematisch strenge Deutung des Alkali-Starkeffektes konnte bisher noch nicht gegeben werden. Nur für bestimmte Fälle oder unter Vereinfachung der Verhältnisse durch Vernachlässigungen bestehen Theorien, die aber quantitativ und qualitativ voneinander abweichen.

Vor allem wurde der quadratische Starkeffekt — bei den Linien der Hauptserie und für schwache Felder auch bei denen der ersten und zweiten Nebenserie — zu erklären versucht. Die wichtigsten Arbeiten dieser Art sind von Becker[10]), Unsöld[11]), Thomas[12]), Rojansky[13]) und Kirkwood[14]), interessieren aber in dieser Abhandlung weniger. Eine Arbeit von Condon[15]) befaßt sich mit der Theorie des Li-Effektes auch für stärkere Felder und gelangt zu Werten, die mit der Erfahrung — Condon vergleicht mit einer Arbeit von Snyder[16]) — recht gut übereinstimmen.

In der folgenden Weise habe ich versucht, eine approximative Lösung des Problems zu finden, die es gestattet, qualitative und quantitative Aussagen über die Aufspaltungen und Verschiebungen eines Terms unter Einwirkung eines elektrischen Feldes zu machen. Die theoretisch sich ergebenden Werte wurden mit den gemessenen verglichen und eine Übereinstimmung gefunden, die meist innerhalb der Meßgenauigkeit liegt. Nur wenn das innere atomare Feld*) groß ist gegen das äußere, also für s- und p-Terme, scheinen sich Abweichungen zu ergeben.

*) Hierunter verstehen wir das nicht-coulombsche Polarisationsfeld des Atomrumpfes.

Die Lösung eines Störproblems bei n-facher Entartung ist durch die Determinantengleichung

$$\begin{vmatrix} \varepsilon_{00}-\varepsilon & \varepsilon_{01} \ldots\ldots \varepsilon_{0,n-1} \\ \varepsilon_{10} & \varepsilon_{11}-\varepsilon \ldots\ldots \varepsilon_{1,n-1} \\ \ldots\ldots & \\ \varepsilon_{n-1,0} \ldots\ldots & \varepsilon_{n-1,n-1}-\varepsilon \end{vmatrix} = 0 \qquad (1)$$

gegeben. Hierbei bedeutet ε die Gesamtstörung der Eigenwerte des Problems und die ε_{ik} sind gegeben durch das Integral

$$\varepsilon_{ik} = \int \bar{\psi}_i \, s \, \psi_k \, dV \qquad i,k = 0,, \ldots, 1, \ldots, n-1$$

Die ψ_i, ψ_k sind die Eigenfunktionen des ungestörten Problems, s ist eine durch die Art der Störung gegebene Funktion der Koordinaten.

Im vorliegenden Fall handelt es sich darum, die Störung der Eigenwerte eines Alkaliatoms durch ein äußeres elektrisches Feld zu bestimmen. Man kann dieses Problem nun so behandeln, daß man das Feld, in dem sich das Leuchtelektrom bewegt, als wasserstoffähnlich auffaßt. Die Abweichungen von dem coulombschen Feld betrachtet man dann als zweite Störung, die neben der Störung durch das äußere Feld wirkt. Die Störungsfunktion s besteht dann aus zwei Gliedern: $s = s^i + s^a$. Für die ε_{ik} erhalten wir so

$$\varepsilon_{ik} = \int \bar{\psi}_i \; s^i \psi_k^{1,7} dV + \int \bar{\psi}_i \, s^a \psi_k \, dV \qquad (2)$$

Der zweite Summand bedeutet die Störung der Wasserstoffeigenwerte durch ein elektrisches Feld und ist bekannt[16a]). Wir erhalten dafür

$$\int \bar{\psi}_i \, s_a \, \psi_k \, dV = \begin{cases} -\frac{3}{2} \, a_0 \, neF \left[\frac{(n^2-l^2)(l^2-m^2)}{4l^2-1} \right]^{\frac{1}{2}} & \text{für } k = \begin{matrix} i+1, l = k \\ i-1, l = i \end{matrix} \\ 0 \qquad \text{für } k \neq i \pm 1 \end{cases} \qquad (3)$$

$$= f(n, m, l)$$

In dieser Formel bedeuten: n die Hauptquantenzahl, l die Bahnimpulsquantenzahl, m $(-l \leq m \leq l)$ den Index der Richtungs-

quantelung, a_0 den Radius des ersten Bohr'schen Kreises, e die Ladung des Elektrons, F die Feldstärke des äußeren Feldes.

Diese Glieder sind also nur links und rechts von der Diagonalen von (1) von 0 verschieden. Dagegen scheint es einigermaßen wahrscheinlich — wenn es auch nicht exakt zu begründen ist, daß die Annahme richtig ist — daß der erste Summand von (2) im wesentlichen nur Beiträge zur Diagonalen liefert, während die Nichtdiagonalglieder vernachlässigt werden können. Nun ist aber

$$\varepsilon_{ii} = \int \bar{\psi}_i \, s^i \, \psi_i \, dV$$

gerade die Störung der Wasserstoffeigenwerte durch das innere Feld. Bezeichnet man mit $E^{H,O}$ die Wasserstoffeigenwerte für einen ungestörten Zustand, mit $E^{H,F}$ die durch ein äußeres Feld gestörten, mit $E^{Al,O}$ bzw. $E^{Al,F}$ die entsprechenden Eigenwerte der Alkalien, dann ist die Gesamtstörung $\varepsilon = E^{Al,F} - E^{H,O}$ und $\varepsilon_{ii} = E_l^{Al,O} - E^{H,O}$ $(l = i)$. Für die Determinante (1) erhält man

$$D_{n,m} = \begin{vmatrix} E_r^{Al,O} - E^{Al,F} & f(n,m,r+1) & 0 \ldots\ldots 0 \\ f(n,m,r+1) & E_{r+1}^{Al,O} - E^{Al,F} & f(n,m,r+2) \ldots 0 \\ \ldots\ldots & \ldots\ldots & \ldots\ldots \\ 0 \ldots\ldots 0 & f(n,m,n-1) & E_{n-1}^{Al,O} - E^{Al,F} \end{vmatrix} = 0 \quad (4)$$

In dieser Determinanten sind n und m fest, während l die Werte r = m bis n-1 der Reihe nach annimmt. Hieraus kann man die gesuchten $E^{Al,F}$ als Lösungen einer Gleichung (n-m). Grades bestimmen.

Von Einfluß auf die Verschiebung einer Linie ist nur die Aufspaltung des Laufterms, während die Aufspaltung des Grundterms unwesentlich ist, aber wegen der Auswahlregel $\Delta m = o; \pm 1$ qualitativ berücksichtigt werden muß. Die Übergänge $\Delta m = o$ ergeben parallel, die Übergänge $\Delta m = \pm 1$ senkrecht zum Feld polarisierte Komponenten. Wegen dieser Auswahlregel braucht bei Übergängen $n = x \to n = 2$ (alle hier untersuchten Linien entstehen durch diesen Übergang) in der Determinanten (4) nur $m \leq 2$ gesetzt zu werden.

Wir können durch eine kleine Umformung die Auflösung sehr vereinfachen. Anstatt der Energieniveaus $E^{Al,F}$ berechnen wir die Termdifferenzen zu einem willkürlich gewählten Anfangsterm, etwa dem Term $-\frac{E_2^{Al,O}}{hc} = nd$ für die erste Nebenserie. Wir dividieren zunächst die Elemente der Determinanten durch hc und setzen

$$\frac{E_2^{Al,O} - E^{Al,F}}{hc} = x;$$

$$\frac{E_1^{Al,O} - E^{Al,F}}{hc} = \frac{E_1^{Al,O} - E_2^{Al,O}}{hc} + \frac{E_2^{Al,O} - E^{Al,F}}{hc} =$$

$$= \delta_1 + x$$

Die δ_1 sind die Termdifferenzen zu dem Anfangsterm für das Feld 0. Als endgültige Gleichung für die x erhalten wir dann die Determinante (f' = f/hc)

$$D_{n,m} = \begin{vmatrix} x + \delta_r & f'(n, m, r+1) & 0 \ldots\ldots 0 \\ f'(n, m, r+1) & x + \delta_{r+1} & f'(n, m, r+2) \ldots\ldots 0 \\ \ldots\ldots & & \\ 0 \ldots\ldots 0 & f'(n, m, n-1) & x + \delta_{n-1} \end{vmatrix} = 0 \quad (5)$$

Die Auflösung dieser Determinanten ergibt in den vorliegenden Fällen Gleichungen 2. (für n = 4, m = 2) bis 5. Grades (für n = 5, m = 0).

Es sind noch einige Bemerkungen über die Werte δ_1 zu machen. Für Na entnahm ich sie einer Arbeit von K. W. Meißner und K. Luft[17]), für Li erhielt ich sie durch Extrapolation meiner Kurven für das Feld 0, da die Angaben der bekannten Handbücher unbrauchbar waren. Hier sind die Terme zwar auf 0,01 cm^{-1} angegeben, doch hat es sich gezeigt, daß sie auf einige cm^{-1} falsch sein können. Die Bedingungen (Druck, Temperatur) der im allgemeinen zur Untersuchung der Alkalien angewandten Methoden sind so ungünstig, daß man Abweichungen in der Größenordnung von 1 Å verstehen kann. Die von mir benutzte Methode schließt diese Fehler im wesentlichen aus. Ich gebe die

erhaltenen Termwerte von Li im Anschluß an die Ergebnisse des Li-Starkeffektes in Tabelle 2. Für K mußte ich leider die Angaben früherer Messungen übernehmen, da die Linien 2p—5f, 2p—5g nicht ausgewertet werden konnten und 2p—5p nicht auftrat.

Methoden.

Als äußeres elektrisches Feld, dem die emittierenden Atome unterworfen werden sollen, kann man ein durch den Aufbau der Glimmentladung gegebenes, natürliches Feld benutzen, wie es etwa in der ersten Kathodenschicht (Lo Surdo), in Striktions- und Hohlkathoden (Schüler) vorhanden ist. Man kann aber auch ein künstliches Feld in der Entladung anbringen, wodurch allerdings die Entladung selbst nicht gestört werden darf. Man erreicht das nach der Stark'schen Anordnung, indem man Kanalstrahlen in einen Feldkondensator eintreten läßt. Diese Methode läßt sich durch verschiedene Stellungen der Feldrichtung zu Beobachtungs- und Kanalstrahlrichtung variieren.

Beide Methoden haben gewisse Vor- und Nachteile, sodaß von vornherein keine der anderen vorgezogen werden kann. Auch zur Untersuchung des Effektes an den Alkalien sind beide in verschiedenen Abwandlungen benutzt worden. Ich habe alle mir bekannten Anordnungen auf ihre Brauchbarkeit hin untersucht und will die Ergebnisse hier angeben.

A. Vorversuche. Bei der Untersuchung des Starkeffektes der gasförmigen Elemente, vor allem des Wasserstoffs und der Edelgase, erwies sich die Lo Surdo-Methode, die den großen Spannungsabfall in der ersten Kathodenschicht als Feld benutzt, wegen ihrer großen Intensität als besonders vorteilhaft. Bei den Alkalien ist sie nur schwer anzuwenden. Ich habe folgende Versuche mit Na gemacht.

1). Metallisches Na wurde in eine Lo Surdo-Röhre der häufig angegebenen Konstruktion destilliert. Die Röhre wurde ohne und mit Füllgas (He, Ne) in einem elektrischen Ofen auf eine Temperatur gebracht, die einen geeigneten Na-Dampfdruck

ergab. Bei keiner Variation stellte sich aber eine Ladungsverteilung ein, die ein wahrnehmbares Feld in der ersten Kathodenschicht ergeben hätte. Ein Nachteil dieser Röhre — und das gilt für alle, die in einem Ofen geheizt werden müssen — bestand in der Unmöglichkeit, sie leicht durch Schliffe oder Kittstellen auseinandernehmen zu können. Das ist aber eine sehr wesentliche Forderung für Starkeffekt-Röhren.

2). Metallisches Na und später Na-Salz wurden als Kathodenoberfläche benutzt und die Röhre mit He als Füllgas betrieben. Hiermit wurden die ersten Ergebnisse erzielt. Bei Spannungen von wenigen KV an der Röhre und einer Stromstärke von etwa 1 mA ergab sich vor der Kathode ein Feld bis zu 20 KV/cm. Die Intensität war aber recht schwach. Ein Erhöhen der Stromstärke führte zu starkem Verdampfen des Na und Zusammenbrechen des Feldes, wahrscheinlich infolge starker Ionenbildung. Andrerseits konnte die Betriebsdauer nicht beliebig lang ausgedehnt werden. Nach völliger Reinigung des Rohres schlug die Entladung in einen Bogen um, was wieder ein Zusammenbrechen des Feldes zur Folge hatte. Schließlich war auch die erreichbare Feldstärke von 20 KV/cm zu gering.

3). Eine weitere Anordnung führte zu ausgezeichneten Resultaten, konnte aber wegen mechanischer Schwierigkeiten nicht weiter entwickelt werden. Im Prinzip handelt es sich darum, daß an der Stirnfläche der Kathode durch eine feine Düse eine Na-Dampfstrahl in eine Edelgasentladung tritt. Für kurze Zeit konnte bei guter Intensität ein hohes Feld (ca. 100 KV/cm) beobachtet werden. Die Bedingungen waren aber so empfindlich, daß sie nicht auf längere Zeit konstant gehalten werden konnten. Diese Methode soll jedoch noch weiter ausgebaut werden.

Von Anordnungen, die ein künstliches Feld benutzen, habe ich folgende Variationen untersucht:

4). Es ist schon häufig und mit wenig Erfolg versucht worden, in einem geeigneten Na-Dampfdruck Kanalstrahlen zu erhalten. Ich habe diese Versuche unter den verschiedensten Bedingungen wiederholt. Man kann zwar einen sehr schwachen Kanalstrahl erreichen, muß aber dafür in Kauf nehmen, daß das

Röhrenmaterial von dem Alkalidampf stark angegriffen wird und häufig springt. Im übrigen gilt auch hier das unter 1). Gesagte.

5). Eine Methode, die Stark bei seinen Li-Untersuchungen angewandt hat, besteht darin, daß Kanalstrahlen eines Füllgases auf ein Alkalisalz treffen, das auf der Feldelektrode in geeigneter Weise angebracht ist. Die Alkalien werden dann in einer Schichtdicke angeregt, die von dem Element abhängig ist und bei Li einige mm, bei Na aber nur wenige Zehntel mm, bei K noch weniger beträgt. Eine Abänderung hiervon ist auch die Methode von Poirot, der Alkalianodenstrahlen zum Anregen des gleichen Elementes benutzt. Diese Art der Anregung ist für Li sehr, für K gar nicht brauchbar. Aber selbst für Li wird sie durch die im folgenden beschriebene Anordnung an Intensität übertroffen.

B. Endgültige Methode. Die vorliegende Methode baut sich auf eine Anordnung auf, die H. Kerschbaum[18]) zur Untersuchung der Leuchtdauer von Alkaliatomen benutzt hat. In einer normalen Kanalstrahlröhre befindet sich in geringem Abstand von der Kathode ein Träger für Alkalisalze, der auf der gleichen Spannung wie die Anode liegt und so als Hilfsanode wirkt. Die bei geeignetem Druck entstehenden Kathodenstrahlen treffen auf das Salz und bringen es zum Verdampfen. Die durch den Zerfall des Salzes gebildeten Ionen werden in dem Feld vor der Hilfsanode beschleunigt und laufen in scharfem Strahl zur Kathode und durch deren Öffnung. Auf dem Weg verlieren sie durch Stoß ihre Ladung und emittieren (bewegte Intensität) oder regen durch Stoß nur temperaturbewegte Atome der Alkalidampfwolke an (ruhende Intensität). Bei Beobachtung senkrecht zur Strahlenrichtung ist der Dopplereffekt zu vernachlässigen, d. h. der Unterschied der beiden Emissionsarten fällt heraus. Auf diese Weise gelingt es, einen sehr intensiven Alkali-Anodenstrahl zu erzeugen.

a). Die Röhre. Fig. 1 zeigt die endgültige Form der Röhre. Die wassergekühlte Kathode besteht aus einem flachen Messingzylinder, durch den ein 20 mm langer und 2 mm breiter Schlitz führt. Auf diesen Zylinder sind mit Flanschen zwei Duranglas-

Röhren von 35 mm Durchmesser aufgekittet. Das Rohr des Entladungsraumes ist 500 mm lang und trägt am Ende einen Schliff, durch den ein Nickelröhrchen von 6 mm Durchmesser und 25 mm Länge als Salzträger bis etwa 30 mm vor die Kathode gebracht

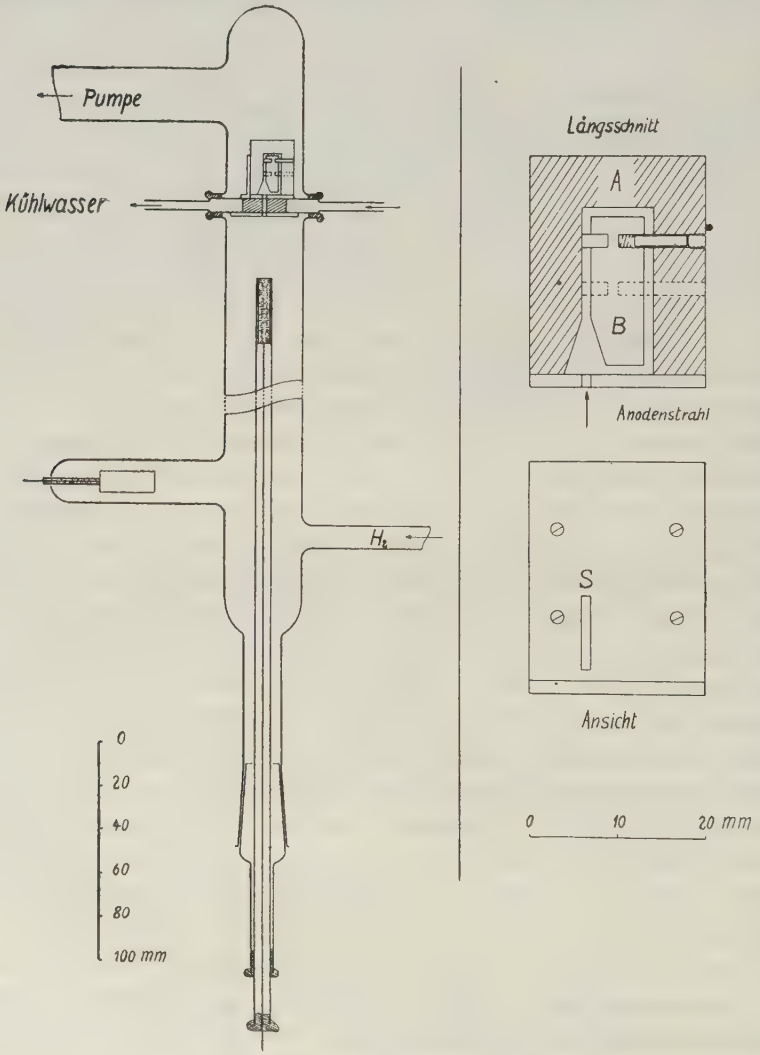

Fig. 1

werden kann. Um die Entladung zu hindern, sich an einer beliebigen Stelle anzusetzen, und um dadurch das Feld vor der Hilfsanode möglichst groß zu machen, ist das Nickelröhrchen bis auf die freie Salzoberfläche durch ein Supremaxrohr geschützt. Die Anode aus Al befindet sich in einem seitlichen Ansatz. Außerdem führt zu diesem Teil der Röhre eine Zuleitung für reinen Wasserstoff (Palladium-Röhrchen). An den Beobachtungsraum auf der anderen Seite der Kathode ist über einen Hahn die Pumpe, eine 3-stufige Quecksilber-Diffusionspumpe mit vorgeschalteter Gasfalle angeschlossen. In diesem Raum befindet sich der Feldkondensator, dessen Spalt durch einen seitlichen Tubus mit Fenster beobachtet werden kann.

b). Der Feldkondensator. Besondere Sorgfalt ist auf die Ausführung des Feldkondensators zu legen. Die Unveränderlichkeit der Kondensatorplatten, vor allem ihrer Oberfläche, während des Betriebs muß durch geeignetes Material gewährleistet sein. Ihr Abstand muß fest fixiert und in einem horizontalen Schnitt konstant sein. Dann ist Sorge gegen Umwegentladungen zu tragen. Diese Forderungen erfüllte folgende Konstruktion (Nebenfig. 1.): Als Material wurde zuerst Al, dann Cu benutzt, das seine polierte Oberfläche fast unverändert beibehielt. Ein Würfel von 20 mm Kantenlänge wurde 8 mm breit zu einer U-Form ausgefräst. Eine innere Fläche der U-Form bildet die erste Platte A (schaffiert) des Kondensators, die mit der Kathode fest verbunden ist und mit ihr auf Erdpotential liegt. Die zweite Platte B, 6 mm dick, ist in dem Ausschnitt isoliert befestigt. Zu diesem Zweck sind auf der einen (in Fig. 1 linken) Seite dieser Platte drei 2 mm dicke Quarzstifte eingelassen, die mit einer Genauigkeit von 0,01 mm auf gleiche Länge von etwa 1 mm abgeschliffen sind. Dadurch ist die Parallelität der Belege gesichert. Durch kleine Federn, Quarzstifte von 3 mm Dicke und Madenschrauben wird die Platte B von einem Schenkel der U-Platte gegen den anderen gedrückt. Das ergibt eine mechanisch stabile Befestigung des isolierten Teils. Durch Abschrägen der Platten auf eine Länge von 5 mm an der Eintrittsstelle der Strahlen ist das Feld inhomogen gemacht, sodaß schon mit einer Aufnahme die Abhängigkeit der Verschiebung von

der Feldstärke bestimmt werden kann. Um Umwegentladungen zu verhindern, sind die Seiten des Kondensators abgedeckt und der Spalt nur durch 10 mm lange und 1 mm breite Schlitze S der Beobachtung zugänglich gemacht. Die Spannung ist durch ein Quarzröhrchen isoliert durch eine Seitenwand geführt.

c). Die Entadung. Das Nickelröhrchen der Hilfsanode wurde mit dem Chlorid des zu untersuchenden Alkalimetalls beschickt, das durch Ausglühen von seinem Kristallwasser befreit war. Auch andere Salze sind untersucht worden, doch konnten Strahlungsintensität und ruhiger Entladungsverlauf bei den Chloriden nur noch mit den Bromiden annähernd erreicht werden. Die Röhre wurde evakuiert und mit H_2 gespült. Dann wurde eine Spannung von 5000 Volt an das Rohr gelegt und eine H_2-Entladung bei einem Druck von ca. 1 mm Hg betrieben. Nach einiger Zeit wurde sehr langsam evakuiert und gleichzeitig die Spannung auf 6 bis 8000 V erhöht. Bei einem Druck unter 0,1 mm Hg setzte die Emission der Anodenstrahlen ein. Es erwies sich als notwendig, bei fortschreitender Entladung die Spannung bis auf 12 KV zu erhöhen, die Stromstärke betrug dann 25 mA. Die Emission dauerte bei Li und Na $1^1/_2$, bei K 1 Stunde. Für längere Belichtungszeiten standen drei Hilfsanoden mit Schliffen zur Verfügung, die während der Belichtung ohne wesentliche Verzögerung ausgewechselt werden konnten. Der zwischen Kathode und Hilfsanode sich bildende Niederschlag störte die Entladung nicht. Nach jeder Aufnahme wurde die Röhre auseinandergenommen und gereinigt.

Die spektrale Untersuchung der Anodenstrahlen ergab außer den Linien des benutzten Alkalisalzes die D-Linien, die Balmerserie und die Linien des Wasserstoff-Molekülspektrums.

Die Hilfsmittel.

a). Optische Hilfsmittel. Bei den vorliegenden Untersuchungen macht die Wahl eines geeigneten Spektralapparates einige Schwierigkeit. Die meist geringe Intensität der Lichtquelle verlangt eine große Lichtstärke, die kleinen Ver-

schiebungen eine hinreichende Dispersion des Apparates. Im vorliegenden Fall verzichtete ich zugunsten einer größeren Dispersion und damit größeren Genauigkeit der Messungen auf besonders große Lichtstärke. Zwei Spektralapparate standen zur Verfügung. Ein kleiner Glasprismenapparat der Fa. Schmidt und Haensch wurde wegen seiner geringen Dispersion nur zu Voruntersuchungen und zur Sichtung der Spektren ohne Feld benutzt. Der zweite Spektrograph war nach Angaben von Herrn Prof. Dr. K. W. Meißner von der Fa. Schmidt und Haensch gebaut und genügte allen Anforderungen. Er war mit zwei Rutherfurd-Prismen ausgestattet, konnte aber auch mit einem Rutherfurd-Prisma, einem oder zwei 60°-Prismen benutzt werden. Die Dispersion mit zwei 60°-Prismen war etwas kleiner als mit einem Rutherfurd-Prisma, die Lichtstärke des Spektrographen gewann aber beträchtlich, da die Rutherfurd-Prismen aus schwerem Flintglas stark absorbierten. Die Brennweite der Objektive war 850 mm, ihre Öffnung 60 mm. Mit zwei Rutherfurd-Prismen betrug die Dispersion bei der $H\beta$ etwa 7 Å/mm. Trotz des kleinen Öffnungsverhältnisses von f : 14 waren die Belichtungszeiten erträglich.

Der Kondensatorspalt wurde mit einem Achromat von 220 mm Brennweite und einer Öffnung von 35 mm im Verhältnis 1:1 scharf auf den Spektrographenspalt abgebildet. Dessen Breite betrug im allgemeinen 50 μ. Außerdem wurden in einem Fall, um die Polarisationsregel zu beweisen, die senkrecht bzw. parallel zum Feld schwingenden Komponenten durch ein Wollaston-Prisma von 25 mm Öffnung getrennt, das zwischen Abbildungslinse und Spektrographenspalt aufgestellt war.

Die Aufnahmen wurden mit einem Zeiß'schen Komparator mit einer Ablesegenauigkeit von 1.10^{-3} mm ausgemessen. Bis auf wenige Ausnahmen dürfte der Fehler des Mittelwertes aus 5 Ablesungen $\pm$ 3.10^{-3} mm nicht übersteigen. Der Schlitten mit der Platte konnte auch längs einer Linie meßbar bewegt und damit die Verschiebung der Linie an verschiedenen Punkten — verschiedenen Feldstärken entsprechend — bestimmt werden. Zugleich wurde noch eine durch das Feld unbeeinflußte Linie mit-

gemessen, um die natürliche Linienkrümmung kompensieren zu können.

b). Elektrische Hilfsmittel. Das Entladungsrohr wurde mit einer Spannung von 20 KV und einer Stromstärke von 25 mA betrieben. Diese Spannung lieferte ein Induktor in Verbindung mit einer Siemens-Ventilröhre. Zur Glättung der Spannung waren dem Verbraucher Kondensatoren von 5.10^4 cm Kapazität parallelgeschaltet. Ein Widerstand von $9.10^5\ \Omega$ im Stromkreis diente zur Stabilisierung der Entladung.

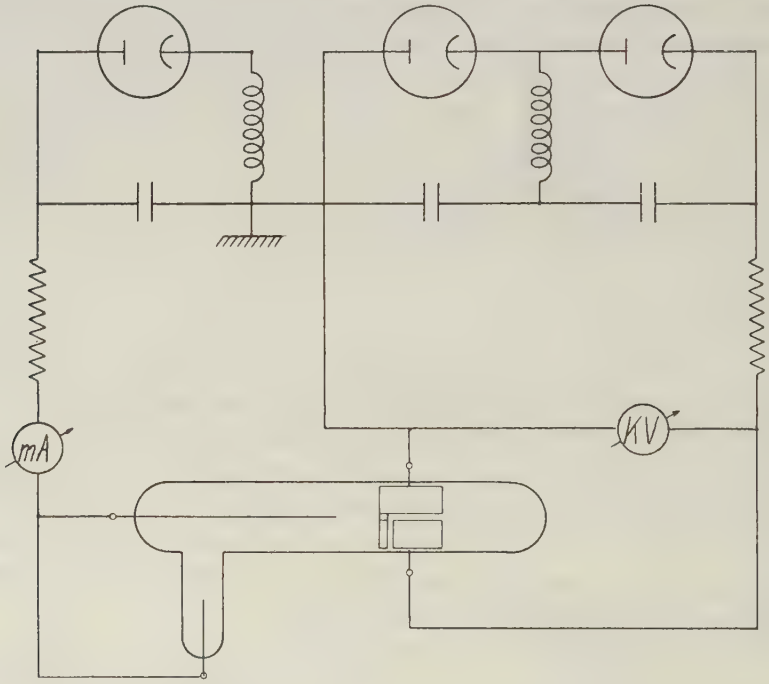

Fig. 2

Die Feldspannung von 10 KV lieferte ein Gleichrichteraggregat in Greinacherschaltung mit zwei Siemens-Quecksilbergleichrichter-Röhren. Wichtiger als bei der Entladungsspannung war hier die vollkommene Glättung der Spannung, die durch Kondensatoren von 0,6 MF erreicht wurde. Fig. 2 zeigt den elektrischen Aufbau.

c). Plattenmaterial. Für das Wellenlängengebiet von 4000—5500 Å wurden Agfa-Isochromplatten, 17° Din, von 5500 bis 6600 Å Agfa-Isopanplatten ISS, 20° Din, verwendet. Die Platten wurden zur Verkürzung der Belichtungszeit vorbelichtet, da ich auf genaue Intensitätsangaben keinen Wert legte.

Genauigkeit der Messungen.

	p		d			f		
	0	1	0	1	2	0	1	2
irot	4636,1			4604,4		4599,9		4600,0
ida	4636,9			4605,0		4599,4		4600,7
yder	—			4606,8		4598,9		4600,1
shida	—			4605,3			4599,3	
or.	4636,8	4636,5	4605,7	4605,7	4605,2	4598,4	4598,7	4599,6

Tabelle 1.

In Tabelle 1 habe ich die mir bekannten Messungen an den σ -Komponenten der Li-Gruppe 2p—4q (q = p, d, f) bei der Feldstärke von 50 KV/cm zusammengestellt, woraus sich die starken Abweichungen der Ergebnisse untereinander und von den theoretisch zu erwartenden, d. h. nach der angegebenen Regel berechneten Werten erkennen lassen. Es ist bedauerlich, daß in den meisten Arbeiten über den Alkali-Starkeffekt keine Angaben über die Genauigkeit der Messungen gemacht wurden; so kann man keinem der sehr stark streuenden Werte einen Vorzug geben. Aber es erscheint nötig, die Fehlerquellen zu finden und möglichst auszuschalten.

Die Lage und die Verschiebung der Linien kann man bei genügender Dispersion des Spektralapparates und Genauigkeit des Komparators hinreichend gut bestimmen. Bei einer Dispersion von 10 ± 0,05 Å/mm und einer Verschiebung von 1 ± 0,003 mm beträgt der Fehler nur ± 0,1 Å, d. i. 1%. Selbst in den ungünstigsten Fällen übersteigt dieser Fehler ± 0,3 Å nicht. Hierin ist also nicht der Grund für die Abweichungen der Resultate zu suchen

Damit bleibt als Fehlerquelle — die unsichere Wellenlänge der Linie bei dem Feld 0 will ich ausschalten — nur noch die ungenügende Kenntnis der Feldstärke. Tatsächlich kann man leicht einsehen, daß z. B. bei einem Feldkondensator aus einer Platte und einem Gitter deren Abstand zumindest sehr problematisch ist und Fehler in der Größe von 10% möglich sind. Auch ist es schwierig, die Spannung an dem Kondensator in der Größenordnung von einigen KV auf 1—2% genau zu messen. Zusammen ergibt sich daraus eine Fehlergröße, die die Abweichungen der verschiedenen Messungen zu erklären vermag.

Bei der vorliegenden Anordnung wurden diese Fehler im wesentlichen vermieden, indem die Feldstärke aus der Aufspaltung der H_β die auf der gleichen Aufnahme erscheint, nach der Formel

$$F = \frac{\Delta\nu}{6{,}45 \cdot 10^{-5}\,(n's'-ns)} = \frac{D \cdot \Delta x \cdot 10^{-8}}{6{,}45 \cdot 10^{-5} \cdot \lambda^2\,(n's'-ns)} \quad V/_{cm}$$

ermittelt wurde. Dabei bedeuten: D die Dispersion in Å/mm, Δx die Verschiebung in mm, λ die Wellenlänge in Å und $6{,}45.10^{-5}$ der theoretisch bestimmte Proportionalitätsfaktor — durch Präzisionsmessungen von K. Sjögren[19]) ist er auch praktisch zu diesem Wert bestimmt worden —. n und n' sind die Hauptquantenzahlen des Anfangs- bzw. Endzustandes, $s < n$ und $s' < n'$ die entsprechenden Starkeffekt-Quantenzahlen. Bei der angegebenen Meßgenauigkeit läßt sich also das Feld mit einem Fehler von ± 1% bestimmen. Allerdings waren bei Feldstärken unter 20 KV/cm die Komponenten der H_β nicht getrennt, sodaß bei der Einstellung der äußeren Komponenten der Fehler größer als ± 0,003 mm, etwa 0,01 mm ist. Dann wird der Fehler der Feldstärkebestimmung ± 2%.

Ergebnisse.

Allgemeines. Es hat sich gezeigt, daß die Darstellung der gemessenen Verschiebungswerte in Tabellen wenig übersichtlich ist; die Abhängigkeit der Verschiebung von der Feldstärke und die Zugehörigkeit verschiedener Linien zu derselben Liniengruppe kommen hierbei nicht zum Ausdruck. Auch den Reproduktionen

der Originalaufnahmen läßt sich nichts Quantitatives entnehmen, zudem gehen bei ihnen die Feinheiten des Originals — Linien geringer Intensität und Dupletts von kleinem Abstand — verloren. Man gewinnt aber aus ihnen eine Vorstellung über die Intensität der Komponenten, über Art und Größe der Aufspaltung. In den Fig. 3—6 sind aus Originalaufnahmen einige Stellen in 6-facher Vergrößerung wiedergegeben, so weit es die Intensität der untersuchten Liniengruppen zuließ. In Fig. 5 und 6 ist außerdem die zur Feldstärkebestimmung benutzte H_β angegeben.

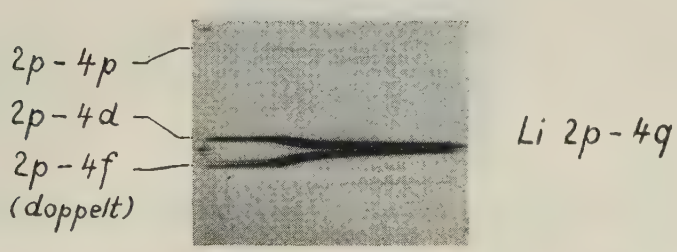

Fig. 3. Li-Gruppe 2p-4q. Disp.: 1 Rutherfurd-Prisma.

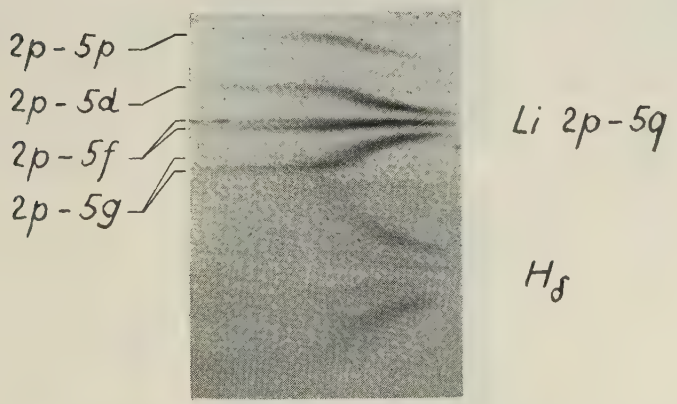

Fig. 4. Li-Gruppe 2p-5q. Disp.: 1 Rutherfurd-Prisma.

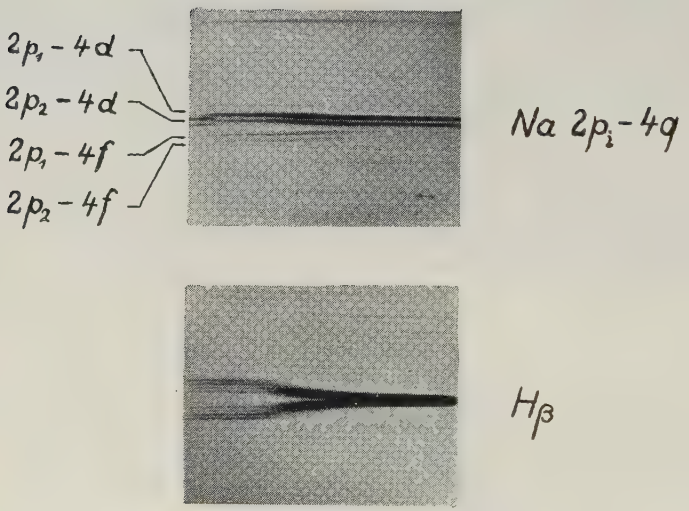

Fig. 5. Na-Gruppe $2p_i$-4q. Disp.: 1 Rutherfurd-Prisma.

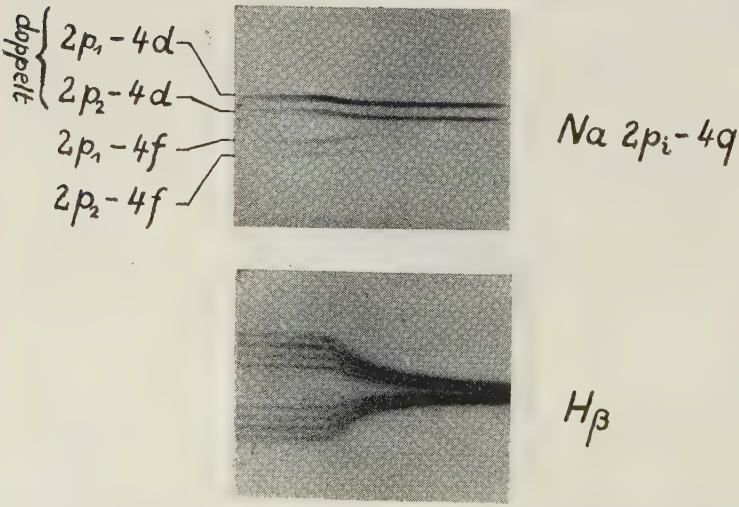

Fig. 6. Na-Gruppe $2p_i$-4q. Disp.: 2 Rutherfurd-Prismen.

In den Fig. 7—12 sind die theoretisch zu erwartenden, berechneten Komponenten und ihre Verschiebung in Abhängigkeit von der Feldstärke ohne Rücksicht auf ihre Intensität dargestellt. Die Angaben des Terms (q) und der Richtungsquantenzahl (m) beziehen sich dabei auf den Laufterm. In dieses Bild sind die Meßpunkte eingetragen, die sich so mit der Theorie gut vergleichen lassen.

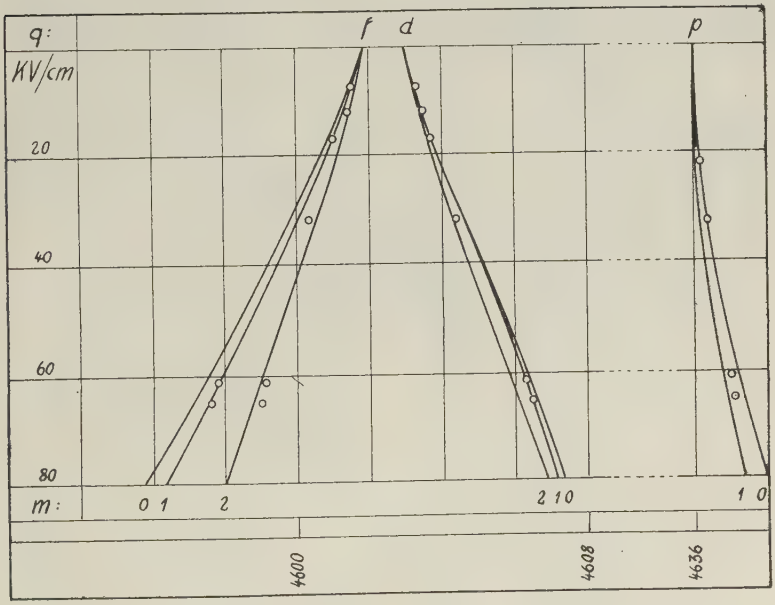

Fig. 7. Li-Gruppe 2p - 4q.

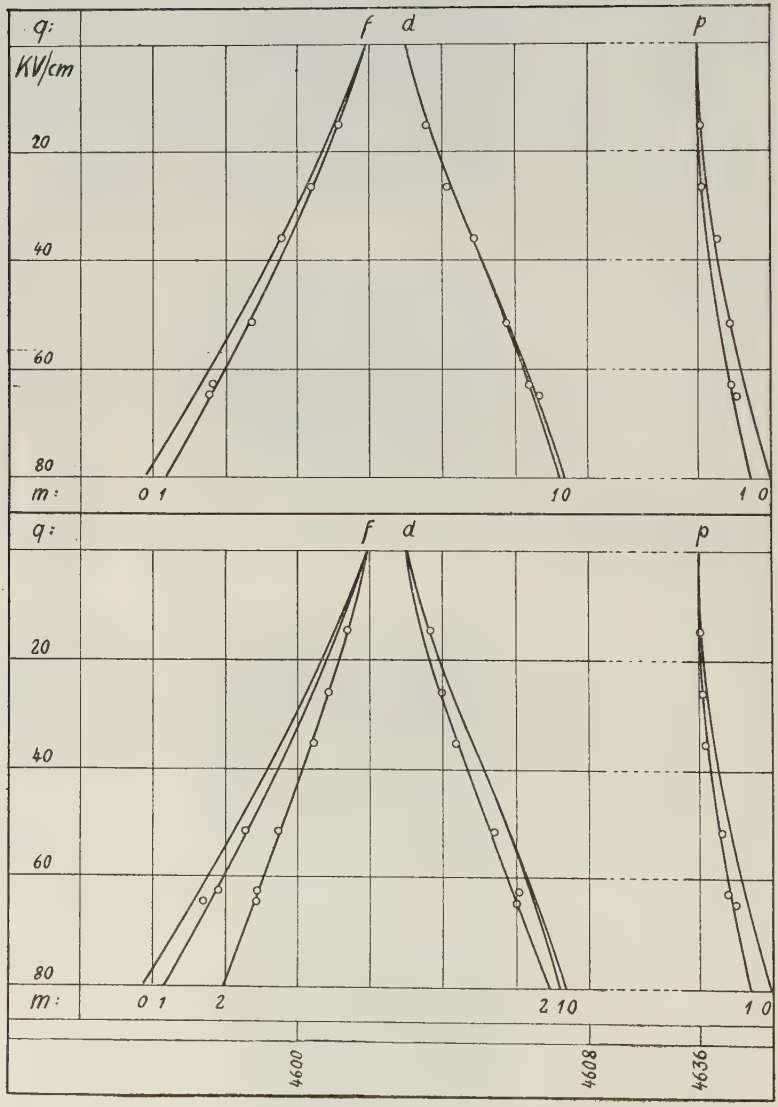

Fig. 8. Li-Gruppe 2p 4q.
Oben π-, unten σ-Komponenten.

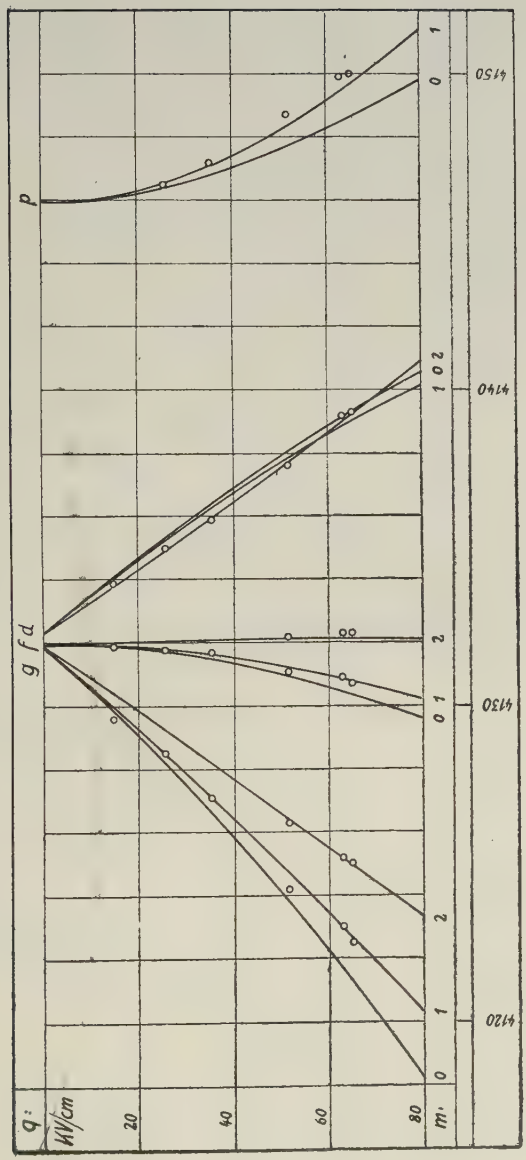

Fig. 9. Li-Gruppe 2p—5q.

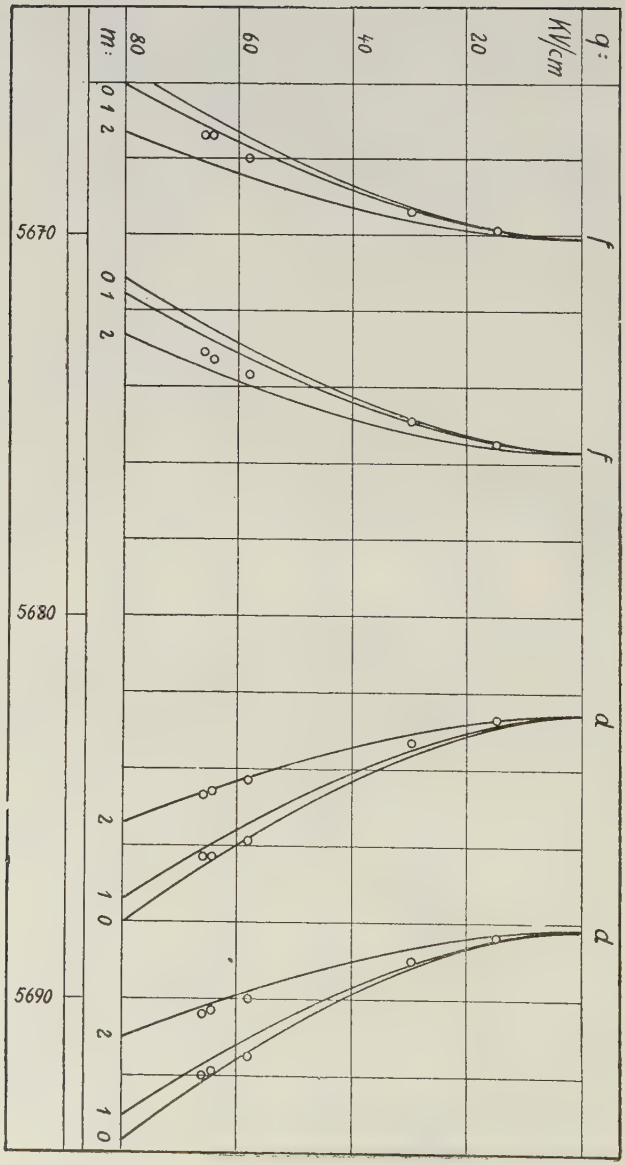

Fig. 10. Na-Gruppe $2p_1 - 4q$.

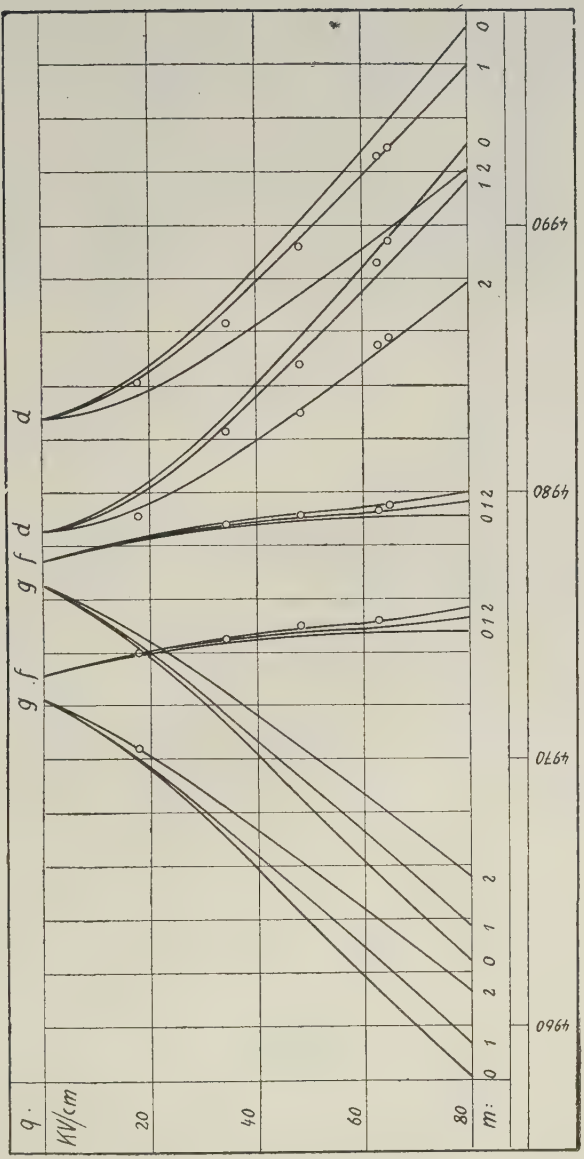

Fig. 11. Na-Gruppe $2p_i$ - 5q.

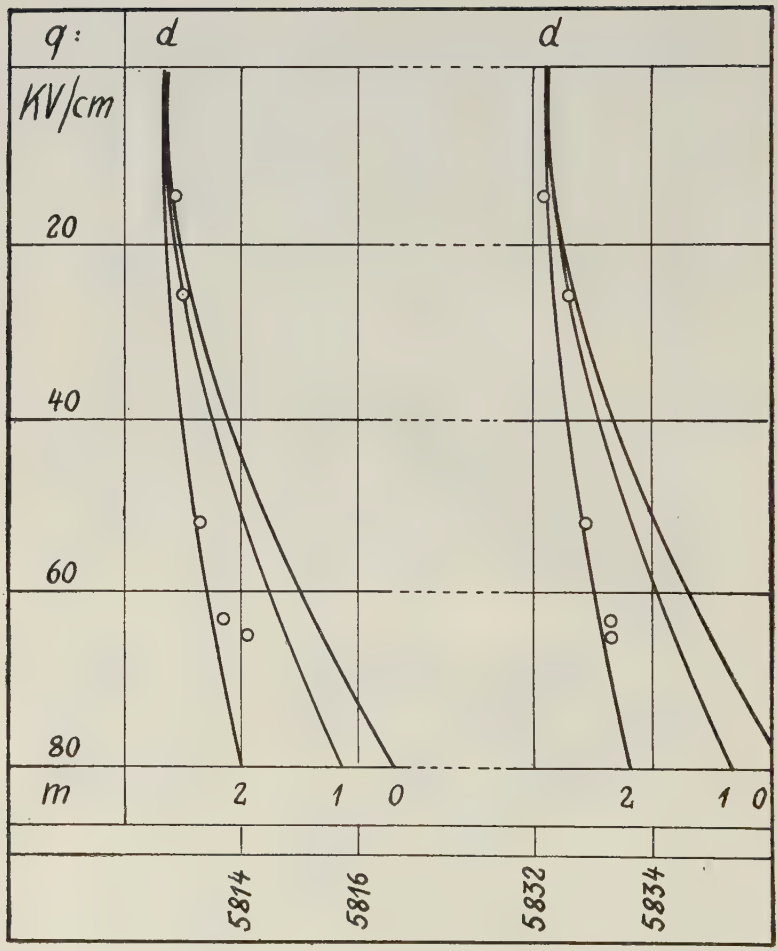

Fig. 12. K-Gruppe $2p_i - 5q$.

Lithium.

a). Gruppe 2p—4q (Fig. 4). Die Wellenlänge der Linie 2p—4d ohne Feld wurde durch Vergleich mit den Linien des Eisenbogens zu 4603,0 Å ermittelt. Die Aufnahmen dieser Gruppe mit Feld wurden mit Belichtungszeiten zwischen 30 und 180 min

und einer Dispersion des Spektralapparates von 7,03 ± 0,05 bzw. 13,36 ± 0,05 Å/mm bei 4603,0 Å (zwei bzw. ein Rutherfurd-Prisma) gemacht. Der Fehler, mit dem die Angaben der Lage und der Verschiebungen der Komponenten behaftet sind, ist kleiner als ± 0,1 Å.

Es konnten die Linien 2p—4p, 2p—4d, 2p—4f untersucht werden. Die 2p—4f trat schon bei sehr kleinen Feldstärken (< 10 KV/cm), die 2p—4p erst bei Feldern über 20 KV/cm auf. Durch Extrapolation auf das Feld 0 ergaben sich für die unter dem Einfluß des äußeren Feldes auftretenden Linien die Wellenlängen

2p—4p: 4636,0 Å
2p—4f : 4601,9 Å

Hieraus wurden die in der Rechnung verwandten Werte δ_l*) erhalten:

$$\delta_0 = 1675{,}6; \quad \delta_1 = -154{,}6; \quad \delta_3 = 5{,}2$$

Die Übereinstimmung der gemessenen Verschiebungswerte mit der Theorie liegt bei fast allen Meßpunkten innerhalb der angegebenen Genauigkeit. Die Komponenten der Linien 2p—4p und 2p—4d konnten nicht getrennt werden, für 2p—4f wurden bei Feldstärken über 50 KV/cm zwei Komponenten gefunden, von denen die langwellige die geringere Intensität hat (vergl. Fig 3). Bei den nicht getrennten Komponenten lagen die Meßpunkte meist zwischen diesen. Im Vergleich mit den früheren Messungen wurde qualitative Übereinstimmung mit denen von Poirot gefunden, die Verschiebungen sind aber weit größer als dort.

Über die Art der Verschiebung läßt sich aus Fig. 7 folgendes entnehmen: Nach der Theorie zeigt die Linie mit dem wasserstoffähnlichsten Laufterm, 2p—4f, nur für Feldstärken kleiner als 30 KV/cm quadratischen Starkeffekt, um dann schnell in lineare Abhängigkeit von der Feldstärke überzugehen. Auch die Linie 2p—4d geht noch innerhalb des untersuchten Feldstärkebereichs in den linearen Effekt über, während die Verschiebung

*) δ_l ($l = 0,1,3,....$) bedeutet die Termdifferenzen nd - nq ($q = s,p,f,.....$) δ_0 wurde aus dem in Tabellen angegebenen 4s-Term ermittelt, auf sehr große Genauigkeit kommt es bei δ_0 nicht an. Dasselbe gilt für den Wert δ_0 bei der Li-Gruppe 2p—5q.

der Linie 2p—4p mit dem wasserstoffunähnlichsten Laufterm noch ganz im quadratischen Abhängigkeitsbereich liegt. Die gemessenen Werte fügen sich diesem Bild widerpruchslos ein.

b). Gruppe 2p—4q, senkrecht und parallel zum Feld polarisierte Komponenten durch Wollaston-Prisma getrennt (Fig. 8). Um die Richtigkeit der Polarisationsregel nachzuweisen, wurde eine Aufnahme der Gruppe 2p—4q mit Wollaston-Prisma bei einer Dispersion von 13,36 ± 0,05 Å/mm mit einer Belichtungszeit von 200 min gemacht. In Übereinstimmung mit der Theorie fällt bei den π-Komponenten ($\Delta m = o$) die innere f-Komponente aus. Im übrigen ist das Ergebnis das gleiche wie bei a).

c). Gruppe 2p—5q (Fig. 9). Als Wellenlänge der Linie 2p—5d ohne Feld wurde 4132,3 Å gemessen. Von den zahlreichen Aufnahmen dieser Gruppe wurden zwei für die Meßpunkte der Fig. 9 ausgewertet, die mit einer Belichtungszeit von 240 min und einer Dispersion von 8,82 ± 0,05 bzw. 11,34 ± 0,05 Å/mm (ein Rutherfurd-Prisma bzw. zwei 60°-Prismen) gemacht waren. Die Genauigkeit beträgt ± 0,1 Å.

Es wurden die Linien 2p—5p, 2p—5d, 2p—5f, 2p—5g, die erste bei einer Feldstärke von 25 KV/cm, die übrigen schon bei sehr kleinen Feldstärken erhalten und ihre Wellenlängen für das Feld 0 extrapoliert:

2p—5p: 4145,9 Å
2p—5f : 4132,0 Å
2p—5g: 4131,9 Å

Hieraus ergaben sich die δ_l zu:

$$\delta_0 = 889{,}8; \quad \delta_1 = -79{,}4 \quad \delta_3 = 1{,}8; \quad \delta_4 = 2{,}1$$

Auch hier zeigt sich die gute Übereinstimmung mit der Theorie, bis auf die Linie 2p—5p, bei der eine wenig größere Verschiebung als die theoretische gemessen wurde. Hier mag das starke innere Feld von überwiegendem Einfluß sein. Von der Linie 2p—5g wurden zwei Komponenten gemessen, deren langwellige die geringere Intensität hat (vergl. Fig. 4). Die Theorie ergibt lineare Abhängigkeit vom Feld, was die Messungen bestätigen. Die übrigen Linien, von denen nur noch die Linie

2p—5f doppelt gefunden wurde, befinden sich bei den benutzten Feldstärken noch in quadratischer Abhängigkeit; dem widersprechen die gemessenen Werte nicht.

Die aus den gemessenen bzw. extrapolierten Wellenlängen errechneten Termwerte für Li gebe ich in Tabelle 2.

4p = 7017,1	5p = 4468,0
4d = 6862,5	5d = 4388,6
4f = 6857,3	5f = 4386,8
	5g = 4386,5

Tabelle 2.

Natrium.

a). Gruppe $2p_i$—4q (Fig. 10). Die von Meißner und Luft gemessenen Wellenlängen 5688,2/5682,6 Å für das Duplett $2p_i$—4d wurden übernommen, ebenso die Werte δ_l:

$\delta_0 = 1823{,}9$; $\delta_{11} = 494{,}3$; $\delta_{12} = 490{,}9$; $\delta_3 = 38{,}7$

Der Einfluß des Unterschiedes δ_{11}—δ_{12} ist so gering, daß man innerhalb der Genauigkeit, mit der die Aufspaltungen berechnet wurden, ($\pm$ 0,1 Å), eine gleiche Beeinflussung der Dupletkomponenten erhält. Das ergab auch die Ausmessung der zahlreichen Aufnahmen dieser Gruppe (Fig. 5 und 6). Diese waren mit einer Dispersion von 15,8 $\pm$ 0,1 bzw. 31,6 $\pm$ 0,1 Å/mm bei 5688,2 Å (zwei bzw. ein Rutherfurd-Prisma) und Belichtungszeiten von 60 bis 200 min gemacht. Die Verschiebungen konnten mit einer Genauigkeit von $\pm$ 0,1 Å bestimmt werden.

Die Aufnahmen ergaben die Linien $2p_i$—4d in zwei, $2p_i$—4f in einer Komponenten. Die Linien $2p_i$—4p konnten nicht beobachtet werden. Die Meßwerte stimmen ausgezeichnet mit den berechneten überein. Auch die von Stark für die Feldstärke 23 KV/cm gemessene Verschiebung des Dupletts $2p_i$—4d steht mit meinen Messungen in Einklang, während der von Takamine gefundene Wert ganz herausfällt.

Die Theorie ergibt für die Linien dieser Gruppe bei Feldern bis zu 70 KV/cm noch den quadratischen Effekt, die Meßpunkte stimmen mit dieser Aussage gut überein.

b). Gruppe $2p_i$—5q (Fig. 11). Die Wellenlängen des Dupletts $2p_i$—5d sind nach Meißner und Luft 4982,8/4978,5 Å. Für die Werte δ_l erhält man:

$\delta_0 = 975{,}3$; $\delta_{11} = 260{,}9$; $\delta_{12} = 258{,}9$; $\delta_3 = 21{,}9$; $\delta_4 = 25{,}6$

Auch bei dieser Gruppe wurde eine gleiche Beeinflussung der Duplettkomponenten errechnet. Die Ausmessung der Aufnahmen bestätigt das. Die Dispersion für diese Aufnahmen betrug 23,5 ± 0,1 Å/mm bei 4982,8 Å (zwei 60°-Prismen), die Belichtungszeiten 240 und 400 min. Die Genauigkeit ist etwas geringer als die der früheren Gruppen und beträgt ± 0,2 Å.

Die Auswertung der Aufnahmen war sehr schwer. Es wurden die Dupletts $2p_i$—5d, $2p_i$—5f und für Feldstärken unter 20 KV/cm auch $2p_i$—5g erhalten, deren Komponenten sich teilweise überschneiden, sodaß sie kaum einzuordnen waren. Weiter ist bemerkenswert, daß ihre Intensität mit wachsender Feldstärke schnell abnimmt. Die stärksten Linien sind $2p_1$—5d und $2p_1$—5f. Da $2p_1$—5f für schwache Felder mit $2p_2$—5d zusammenfällt, nehme ich an, daß Poirot die stärkere $2p_1$—5f für die $2p_2$—5d gehalten hat und dadurch zu einer Vergrößerung des Duplettabstandes bei wachsender Feldstärke gekommen ist. Darauf läßt auch die Tatsache schließen, daß er nur eine Komponente des Dupletts $2p_i$—5f gefunden hat.

Kalium.

Gruppe $2p_i$—5q (Fig. 12). Für das Duplett $2p_i$—5d ergaben sich durch Vergleich mit den Linien des Eisenbogens die Wellenlängen 5832,3/5812,7 Å. Da bei den Aufnahmen mit Feld das Duplett $2p_i$—5p nicht auftrat und die Dupletts $2p_i$—5f und $2p_i$—5g mit dem stärkeren Na-Duplett $2p_i$—4d, das nicht unterdrückt werden konnte, zusammenfielen und deshalb nicht auszumessen waren, mußten die Werte δ_l aus den bekannten Termen errechnet werden:

$\delta_0 = 1579{,}7$; $\delta_{11} = 889{,}1$; $\delta_{12} = 884{,}3$;

$\delta_3 = 416{,}5$; $416{,}5 < \delta_4 < 434{,}3$

Die Fehler dieser Werte sind aber nicht von großem Einfluß auf die Verschiebung des Dupletts $2p_i$—5d.

Es wurde nur eine Aufnahme gemacht, da die Linien $2p_i$—5d gut auszumessen waren. Die Belichtungszeit betrug 200 min, der Spektrograph hatte bei 5832,3 Å eine Dispersion von 19,7 ± 0,1 Å/mm (zwei 60°-Prismen). Die Verschiebung der Duplettkomponenten ist wieder gleich, aber nur sehr gering. Ihre Intensität ist von der Feldstärke nicht merklich abhängig.

Zusammenfassung.

Es wurde eine Methode zur Erzeugung intensiver Alkali-Anodenstrahlen entwickelt, mit deren Hilfe der Einfluß eines elektrischen Feldes auf die Emission der Alkaliatome gezeigt werden konnte. Die Gruppen 2p—4q (q = p, d, f, . . .) und 2p—5q von Li, $2p_i$—4q und $2p_i$—5q von Na und $2p_i$—5q von K wurden untersucht und ihre Abhängigkeit von einem äußeren Feld bis zu Feldstärken von 70 KV/cm bestimmt. Aus den gemessenen bzw. extrapolierten Wellenlängen konnten einige Termwerte für Li neu berechnet werden. Schließlich wurde eine Gleichung angegeben, die die Aufspaltungen und Verschiebungen zu berechnen gestattete. Die auf diese Weise gefundenen Werte stimmen mit den gemessenen gut überein.

Literaturangabe.

1). W. Voigt: Ann. d. Phys. 4, 197 (1901).

2). J. Stark: Abh. d. Berl. Akad. 47, 932 (1913).

3). J. Stark und H. Kirschbaum: Ann. d. Phys. 43, 1029 (1914).

4). A. Poirot: Annales de phys. 4, 533 (1935).

5). M. Ritter: Ann. d. Pys. 59, 170 (1919).

6). J. Stark und O. Hardtke: Ann. d. Phys. 58, 712 (1919).

7). T. Takamine: Astroph. Journ. 50, 1 (1914).

8). R. Ladenburg: ZS f. Phys. 28, 51 (1914).

9). W. Grotrian u. G. Ramsauer: Phys. ZS 28, 846 (1927).

10). R. Becker: ZS f. Phys. 9, 332 (1922).

11). A. Unsöld: Ann. d. Phys. 82, 353 (1927).

12). W. Thomas, ZS f. Phys. 34, 586 (1925).

13). V. Rojansky: Phys. Rev. 35, 782 (1930).

14). J. G. Kirkwood: Phys. ZS 33, 521 (1932).

15). E. U. Condon: Phys. Rev. 43, 648 (1933).

16). H. Snyder: Phys. Rev. 33, 354 (1929).

16a). Schrödinger: Ann. Phys. 80, 437 (1926).

17). K. W. Meißner und K. Luft: Sitzungsber. d. Preuß. Akad. d. Wissensch. 37, XII.

18). Kerschbaum, Ann. d. Phys. 79, 465 (1926).

19). K. Sjögren: ZS f. Phys. 77, 290 (1932).

Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Prof. Dr. K. W. Meißner für die Anregung zu vorliegender Arbeit, Herrn Prof. Dr. M. Czerny für ihre Durchsicht meinen verbindlichsten Dank auszusprechen. Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. E. Madelung und Herrn Dr. H. Dänzer für ihre wertvollen Ratschläge.

Lebenslauf.

Ich wurde am 12. Juni 1911 als Sohn des Postmeisters Theodor Weller und seiner Ehefrau zu Frankfurt (Main) geboren. Von 1917—1921 besuchte ich die Volksschule in Langendernbach (Westerwald), von 1921—1930 das Gymnasium in Limburg (Lahn), an dem ich Ostern 1930 die Reifeprüfung bestand. Dann studierte ich 3 Semester an der Technischen Hochschule zu Darmstadt, 2 Semester an der Universität Breslau und bis zu Beginn der vorliegenden Arbeit (1936) an der Universität Frankfurt (Main). Meine wissenschaftlichen Fächer waren Physik, Mathematik, Mineralogie und Chemie. Die Arbeit entstand in den Jahren 1936—1938 im Institut für Experimentalphysik der Universität Frankfurt (Main).

Fritz Weller.